

TEORI GELOMBANG SPIN DAN KEMAGNETAN DI SUBPERMUKAAN FERROMAGNET DENGAN PENGURANGAN TUKAR GANTI PERMUKAAN

Oleh
SHAMSUDDIN BIN AHMAD
ISMAIL BIN KAMIS
DAN
ABDUL WAHID BIN MD. RAJI

Jabatan Matematik
Universiti Teknologi Malaysia
SEKUDAI, 80990 Johor Bahru

Abstrak

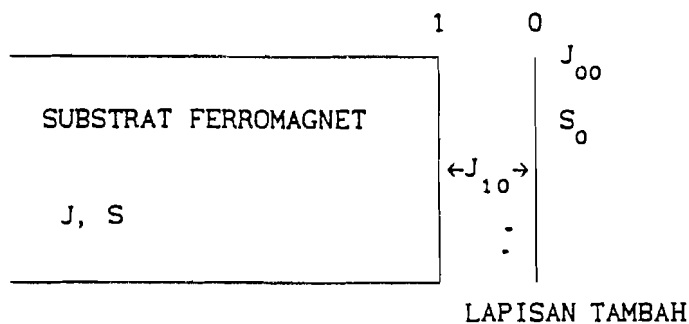
Fungsi Green bagi subpermukaan ferromagnet semi-infinit diterbitkan dengan menggunakan kaedah penambahan lapisan. Fungsi Green ini kemudiannya digunakan untuk mengira ketumpatan keadaan dan kemagnetan $M_{ss}(T)$ gelombang spin di subpermukaan. Pada suhu dalam order 1% dari suhu Curie T_c , didapati Hukum $T^{3/2}$ permulaan bagi gelombang spin di subpermukaan tidak bergantung pada tukaran permukaan dan kedudukan lapisan atom di bawah permukaan. Kemagnetan $M_{ss}(T)$ diatas suhu ini memenuhi hukum $T^{3/2}$ tetapi prafaktornya ditentukan oleh tukar ganti permukaan dan kedudukan pada subpermukaan.

Abstract

Green's function for the subsurface of semi-infinite ferromagnet is derived by using "adlayer method". This Green's function is used to calculate subsurface density of states and temperature dependence of subsurface magnetization $M_{ss}(T)$ of spin wave. At temperatures as low as 1% of the Curie temperature T_c , neither softening surface exchanges nor position of subsurface atomic layers has any effect on the initial $T^{3/2}$ law for subsurface magnetization $M_{ss}(T)$. The subsurface magnetization $M_{ss}(T)$ above these temperatures obeys a $T^{3/2}$ law whose prefactor is determined by surface exchanges and the position of subsurfaces.

Kemagnetan di permukaan lapisan tambah atas ferromagnet keatas gelombang spin telah dibincangkan dengan terperinci oleh Mathon dan Ahmad [1] dan Ahmad drk [2]. Walau bagaimana pun, dalam ujikaji dengan menggunakan "spin polarized electron" oleh Pierce drk [3] dan Mauri drk [4], didapati kemagnetan di beberapa satah atom dibawah permukaan juga memberi kesan terhadap kemagnetan di permukaan ferromagnet yang diukur. Oleh itu, kemagnetan di lapisan subpermukaan bagi suatu substrat ferromagnet semi-infinit juga penting. Juga diketahui bahawa anggapan yang mengatakan kemagnetan dari subpermukaan ke permukaan tetap seragam dan anggapan tarikan tukarganti permukaan tidak terusik tidak benar. Untuk mengkaji kesan ini, kita sekali lagi menggunakan fungsi Green dan kaedah "penambahan lapisan" [1,2] untuk mengira ketumpatan keadaan gelombang spin dan kemagnetan di lapisan subpermukaan. Ini jelas bahawa kerja awal kita adalah mendapatkan fungsi Green bagi lapisan subpermukaan.

II. Fungsi Green bagi subpermukaan substrat ferromagnet



Rajah 1. Substrat ferromagnet semi-infinit di tutupi dengan satu lapisan tambah.

Pertimbangkan substrat ferromagnet semi-infinit berkubus mudah dengan tukar ganti jiran yang paling hampir J_{mn} dan spin tempatan S_m pada permukaan (100).

Hamiltonan tukar ganti ferromagnet semi-infinit dinyatakan dalam sebutan-sebutan pengoperasi spin menaik bose dan spin menurun bose b_n^+ , b_n diberikan oleh

$$H = E_0 + \sum_{n,m} H_{mn} b_m^+ b_n \quad (1)$$

dengan

$$H_{mn} = -(S_{mn})^{1/2} J_{mn}, \quad n \neq m \quad \text{dan} \quad H_{mm} = - \sum_{n \neq m} H_{mn}$$

dan penambahan di atas adalah atas semua sisi kekisi m dalam ruang-separuh $z < 0$ yang dipenuhi oleh ferromagnet.

Sisihan spin permukaan $\Delta = M_{ss}(0) - M_{ss}(T)$ bagi gelombang spin diberikan oleh

$$\Delta = \int_0^\infty 2\mu_B N_{ss}(E) [\exp(E/kT) - 1]^{-1} dE \quad (2)$$

dengan $N_{ss}(E)$ adalah ketumpatan keadaan gelombang spin dalam sebutan tenaga E di subpermukaan, μ_B adalah magneton Bohr, $M_{ss}(T)$ adalah kemagnetan dalam sebutan suhu T di subpermukaan dan k adalah suatu pemalar. $N_{ss}(E)$ diberikan dalam sebutan fungsi Green gelombang spin $G = (E - H)^{-1}$ dalam perwakilan bercampur $G_{mn}(q, E)$, iaitu

$$N_{ss}(E) = (1/\pi) \sum_{mn} \text{Im} G_{mn}(q, E) \quad (3)$$

dengan m, n merupakan lebel satah atom selari kepada permukaan dan surih adalah atas komponen vektor gelombang q dalam satah permukaan m . Vektor gelombang q adalah dari zon Brillouin $-\pi/a < q_x, q_y < \pi/a$.

Sisihan spin di subpermukaan dapat dikaitkan dengan hukum $T^{3/2}$ di subpermukaan, iaitu

$$M_{ss}(T)/M_{ss}(0) = 1 - B_{ss} T^{3/2} \quad (4)$$

dengan B_{ss} adalah prafaktor yang bergantung pada jenis ferromagnet dan berubah mengikut lapisan subpermukaan.

Untuk mendapatkan fungsi Green lapisan atom subpermukaan, kita perlu menimbangkan suatu sistem yang terdiri daripada satu lapisan tambah satah magnet berlebel $m=0$, diletakkan atas suatu substrat semi-infinit ferromagnet (lihat Rajah1). Fungsi Green G_{mn} bagi sistem di atas boleh didapati dari persamaan Dyson

$$G_{mn} = G_{mn}^0 + \sum_{p,q} G_{mp}^0 W_{pq} G_{qn}, \quad p, q = 0, 1. \quad (5)$$

dengan

G^0 adalah fungsi Green sistem sebelum ditambah lapisan tambah di atasnya.

Usikan W yang disebabkan penambahan lapisan tambah diberikan oleh Mathon dan Ahmad [1] dan Ahmad drk [2],
yaitu

$$W_{00} = 2SJ - J_{10}S + [1 - (S_0/S)(J_{00}/J)][E - \omega - 2JS]$$

$$W_{10} = W_{01} = -J_{01}(S_0S_1)^{1/2} \quad (6)$$

$$W_{11} = J_{01}S_0$$

dengan $E = 6JS + 2JS[\cos(q_x a) + \cos(q_y a) + \cos(q_z a)]$

untuk $-\pi/a < q_x, q_y, q_z < \pi/a$,

$$\omega = E - 6JS - 2JS[\cos(q_x a) + \cos(q_y a)]$$

dan S dan J masing-masingnya merupakan parameter spin dan tarikan tukarganti atom dalam substrat.

Untuk memperoleh G_{mn} , kita menulis persamaan Dyson sebagai

$$G_{mn} = G_{mn}^0 + G_{m0}^0 W_{01} G_{1n} + G_{m1}^0 W_{10} G_{0n} + G_{m1}^0 W_{11} G_{1n} \quad (7)$$

dan mencari unsur-unsur G_{0n} dan G_{1n} dengan meletakkan $m = 0$ dan $m = 1$ dalam (7).

Kita perolehi,

$$G_{1n} = \frac{G_{1n}^0 + W_{10} G_{0n}^0 G_{11}^0}{1 - W_{11} G_{11}^0 - W_{01} W_{10} G_{00}^0 G_{11}^0} \quad (8)$$

dan

$$G_{0n} = \frac{G_{0n}^0 (1 - G_{11}^0 W_{11}) + W_{01} G_{00}^0 G_{1n}^0}{1 - G_{11}^0 W_{11} - W_{01} W_{10} G_{00}^0 G_{11}^0} \quad (9)$$

Gantikan (8) dan (9) dalam (7) dan letakkan $n = m$, kita dapati bahawa fungsi Green di lapisan m diberikan oleh

$$G_{mm} = G_{mm}^0 + \chi W_{01} (G_{0m}^0)^2 + (\xi W_{10} + \zeta W_{11}) (G_{1m}^0)^2 + (\varphi W_{10} + \chi W_{11} + \xi W_{01}) G_{0m}^0 G_{1m}^0$$

bagi $m = 0, 1, 2, \dots$ (10)

dengan

$$\Delta = 1 - W_{11} G_{11}^0 - W_{01} W_{10} G_{00}^0 G_{11}^0$$

$$\chi = \frac{W_{10} G_{11}^0}{\Delta}$$

$$\zeta = 1/\Delta$$

$$\varphi = \frac{1 - W_{11} G_{11}^0}{\Delta}$$

dan

$$\xi = \frac{W_{01} G_{00}^0}{\Delta}.$$

Dengan sebutan keempat dalam (10) selalu sifar, persamaan tersebut terturun kepada

$$G_{mm} = \begin{cases} G_{mm}^0 + \chi W_{01} (G_{0m}^0)^2 & \text{bagi } m = 0 \\ G_{mm}^0 + (\xi W_{01} + \zeta W_{11}) (G_{1m}^0)^2 & \text{bagi } m = 1, 2, 3, \dots \\ \vdots \end{cases} \quad (11)$$

Dalam bahagian ini, kita hanya pertimbangkan bahagian kedua (10) disebabkan kita hanya mahu mengkaji sifat lapisan subpermukaan selepas penambahan satu lapisan tambahan atas substrat.

Kita boleh menulis kembali (11) sebagai

$$G_{mm} = G_{mm}^0 + \frac{\lambda (G_{1m}^0)^2}{\omega + W_{00} - \lambda G_{11}^0} \text{ for } m = 1, 2, 3, \dots \quad (12)$$

$$\text{dengan } \lambda = \omega W_{11} + W_{11} W_{00} + W_{10}^2$$

$$\text{dan } G_{mm}^0 = i\mu^{-1} [1 + \gamma^{2m-2} (\frac{\mu - i(\omega + 2SJ)}{\mu + i(\omega + 2SJ)})] \text{ untuk } m \geq 1 \quad [6]$$

adalah fungsi Green bagi setiap lapisan m , sebelum ditambah satu lapisan atas.

$$\text{dengan } \gamma = \frac{\omega + i\mu}{2SJ}$$

$$\mu = \begin{cases} (4S^2 J^2 - \omega^2)^{1/2} \\ i \text{sign}(\omega) (\omega^2 - 4S^2 J^2)^{1/2} \end{cases}$$

$$\text{sign}(\omega) = \begin{cases} 1, & \omega > 0 \\ 0, & \omega < 0 \end{cases}.$$

(12) adalah fungsi Green untuk lapisan subpermukaan dan akan digunakan dalam pengiraan ketumpatan keadaan gelombang spin di setiap lapisan subpermukaan dalam seksyen kemudian.

III. Ketumpatan Keadaan Gelombang Spin Di Lapisan Subpermukaan

Gantikan bahagian khayal G_{mm}^0 yang boleh diperolehi dari (12) ke dalam (2), kita dapati bahawa ketumpatan keadaan gelombang spin di lapisan subpermukaan m diberikan oleh

$$N_{ss}^m(E) = (1/\pi N) \sum_{\underline{q}_{\parallel}} \text{Kh} \left\{ G_{mm}^0 + \left\{ \frac{\lambda (G_{1m}^0)^2}{\omega + W_{00} - \lambda G_{11}^0} \right\} \right\}. \quad (13)$$

Kita boleh permudahkan G_{mm}^0 dan G_{1m}^0 sebagai

$$G_{mm}^0 = G_{11}^0 + 2 \sum_1^{m-1} \gamma^{2m} \quad (14)$$

dan

$$G_{1m}^0 = \gamma^{m-1} G_{11}^0. \quad (15)$$

Gantikan (14) dan (15) ke dalam (13), kita perolehi

$$N_{ss}^m(E) = (1/\pi N) \sum_{q_{||}} \left(I + 2 \sum_{m=1}^{m-1} \sin(2m \tan^{-1}(\frac{(1 - \omega^2)^{1/2}}{\omega})) \right. \\ \left. + \frac{\lambda(UQ + VP)}{(\omega + W_{00} - \lambda R)^2 + (\lambda I)^2} \right) \quad (16)$$

dengan

$$R = N_y G_{11}^0 = \begin{cases} [(2SJ - \omega)/(2SJ + \omega)]^{1/2}, & \omega^2 < 1 \\ 0, & \omega^2 > 1 \end{cases}$$

$$I = K_h G_{11}^0 = \begin{cases} 1, & \omega^2 < 1 \\ 0, & \omega^2 > 1 \end{cases}$$

$$P = (\omega + W_{00} - \lambda R)(R^2 - I^2) - 2\lambda I^2 R,$$

$$Q = I [2R(\omega + W_{00} - \lambda R) + \lambda(R^2 - I^2)],$$

$$U = \cos(2(m-1) \tan^{-1}(\frac{(1 - \omega^2)^{1/2}}{\omega}))$$

dan

$$V = \sin(2(m-1) \tan^{-1}(\frac{(1 - \omega^2)^{1/2}}{\omega})).$$

Ketumpatan keadaan gelombang spin di bawah jalur tenaga dipengaruhi oleh kesingularan I pada $\omega = -1$. Oleh itu sebutan $\omega + W_{00} - \lambda R \approx -\alpha$ dan $\lambda \approx 0$ pada bawah jalur tenaga $E \approx 0$. Sekarang kita peroleh keputusan mudah

$$N_{ss}^m(E) = 2 N_B(E) \quad (17)$$

dengan $N_B(E) = 1/2\pi^2 (2E)^{1/2}$ adalah ketumpatan keadaan gelombang spin di bulk.

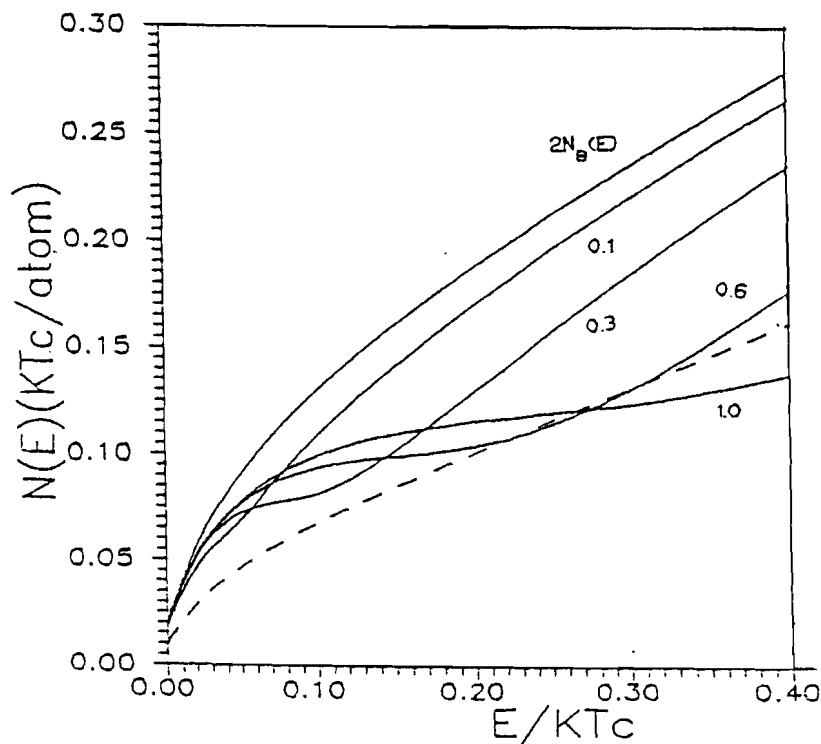
Ketumpatan keadaan gelombang spin untuk subpermukaan, mula-mula tidak bergantung kepada parameter tukar ganti permukaan J_{10} dan J_{11} dan spin S_0 dipermukaan. Ianya juga tidak bergantung kepada kedudukan lapisan subpermukaan m , iaitu setiap lapisan subpermukaan bersifat seperti di permukaan. Sifat ini diperolehi kerana gelombang spin mempunyai panjang gelombang yang panjang di bawah jalur tenaga sehingga amplitud gelombang spin tidak berubah atas m lapisan pertama.

Walau bagaimana pun, daripada pengalaman kami dengan ketumpatan keadaan di permukaan, kita jangkakan bahawa keputusan awal ini tidak dipenuhi dengan serta merta dan ketumpatan keadaan di subpermukaan pada tenaga yang lebih tinggi mestilah bergantung pada kedudukan lapisan subpermukaan dan juga pada taburan tukar ganti dan spin di kawasan permukaan.

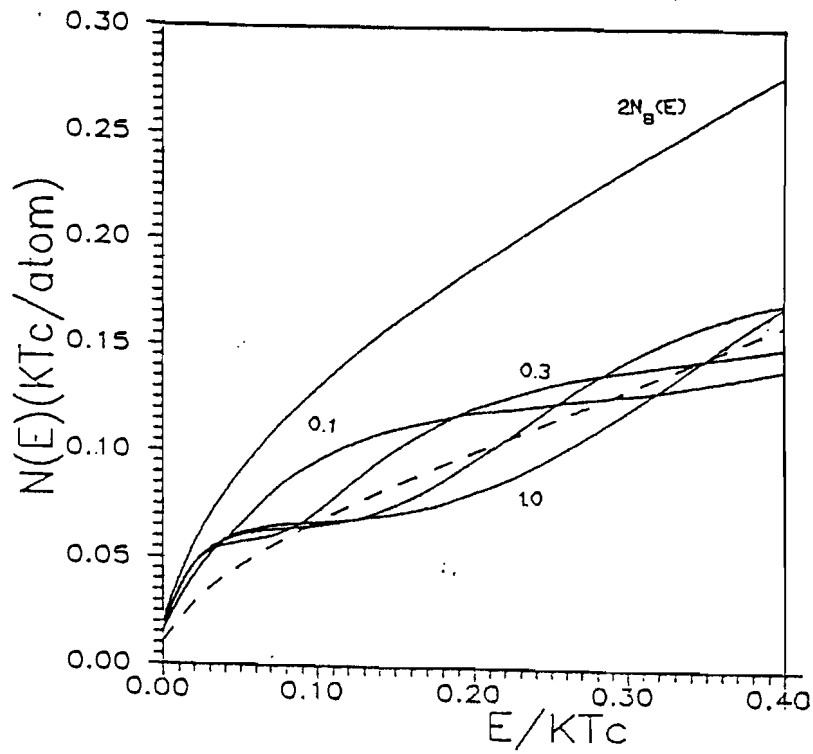
Dalam seksyen berikutnya kita akan mengkaji kesan perubahan pengurangan parameter tukar ganti seranjang J_{10} dengan mengekalkan $J_{11} = J$ dan $S_0 = S$.

IV. Ketumpatan Keadaan Di Subpermukaan Dengan Pengurangan Tukar ganti Permukaan.

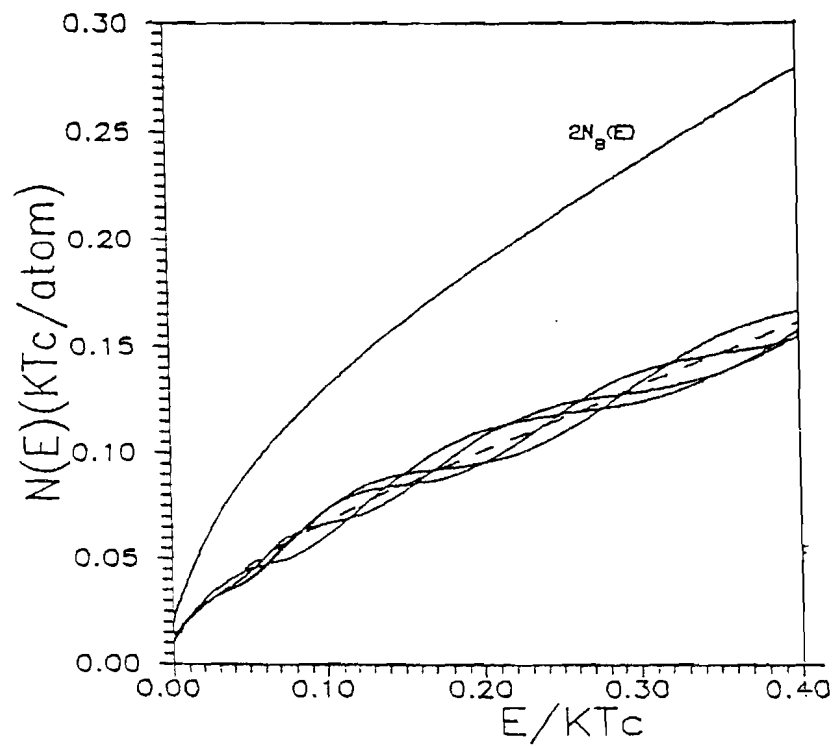
Ketumpatan keadaan gelombang spin di lapisan subpermukaan pada julat nilai $J_{10}/J \leq 1$ dengan $J_{11}/J = 1$ dan $S_0/S = 1$, dikira dari (13) dan keputusannya ditunjukkan dalam Rajah 2 - 6. Penambahan dalam zon Brillouin dalam (13) dilakukan dengan menggunakan titik-titik Cunningham [5].



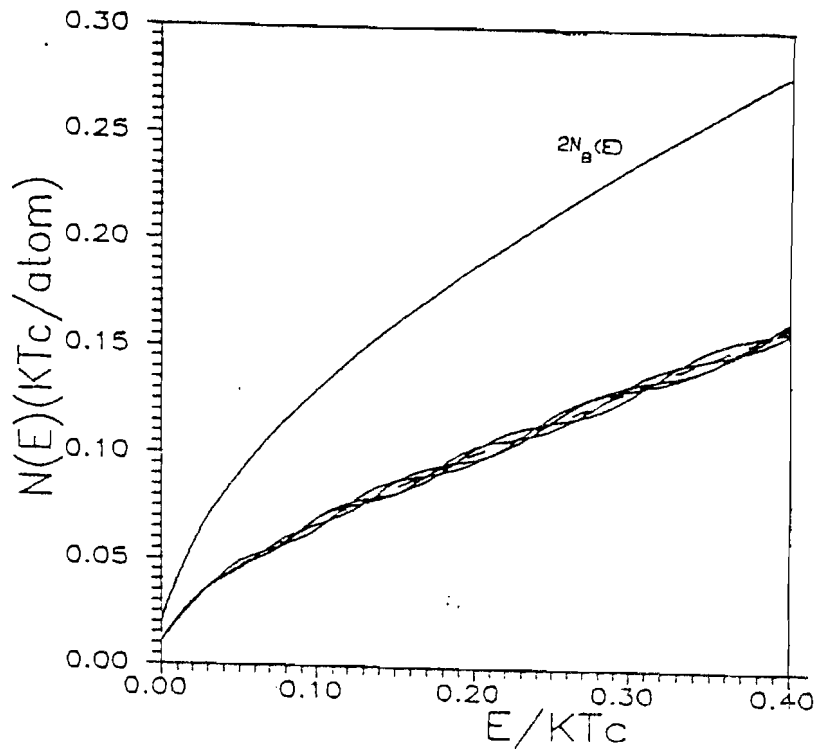
Rajah 2. Ketumpatan keadaan gelombang spin di lapisan subpermukaan $m=1$ untuk satu lapisan atas dengan tukar ganti permukaan-bulk $J_{10}/J=0.1, 0.3, 0.6$ dan 1.0 . Lengkung putus-putus menggambarkan ketumpatan keadaan bulk $N_g(E)$ dan lengkung $2N_s(E)$ menggambarkan ketumpatan keadaan suatu permukaan geometri.



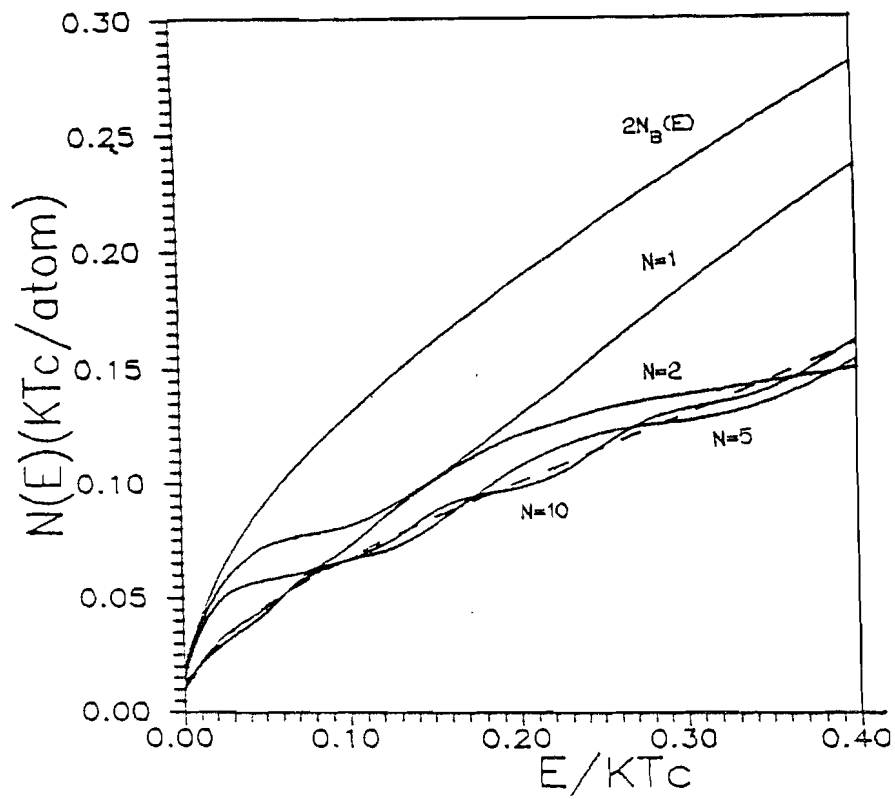
Rajah 3. Ketumpatan keadaan gelombang spin dilapisan subpermukaan $m=2$ untuk satu lapisan atas dengan tukar ganti permukaan-bulk $J_{10}/J=0.1, 0.3, 0.6$ dan 1.0 . Lengkung putus-putus menggambarkan ketumpatan keadaan bulk $N_g(E)$ dan lengkung $2N_g(E)$ menggambarkan ketumpatan keadaan suatu permukaan geometri.



Rajah 4. Ketumpatan keadaan gelombang spin di lapisan subpermukaan $m=5$ untuk satu lapisan atas dengan tukar ganti permukaan-bulk $J_{10}/J=0.1, 0.3, 0.6$ dan 1.0 . Lengkung putus-putus menggambarkan ketumpatan keadaan bulk $N_g(E)$ dan lengkung $2N_g(E)$ menggambarkan ketumpatan keadaan suatu permukaan geometri.



Rajah 5. Ketumpatan keadaan gelombang spin di lapisan subpermukaan $m=10$ untuk satu lapisan atas dengan tukar ganti permukaan-bulk $J_{10}/J=0.1, 0.3, 0.6$ dan 1.0 . Lengkung putus-putus menggambarkan ketumpatan keadaan bulk $N_g(E)$ dan lengkung $2N_g(E)$ menggambarkan ketumpatan keadaan suatu permukaan geometri.



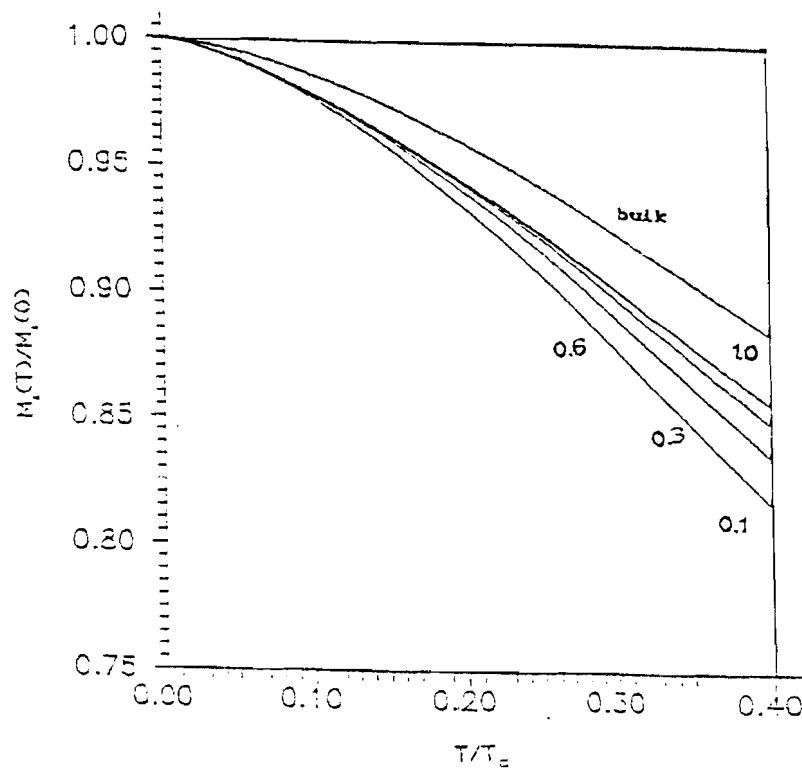
Rajah 6. Ketumpatan keadaan gelombang spin di lapisan subpermukaan $m=1, 2, 5$ dan 10 untuk satu lapisan atas dengan tukar ganti permukaan-bulk $J_{10}/J=0.3$. Lengkung putus-putus menggambarkan ketumpatan keadaan bulk $N_g(E)$ dan lengkung $2N_g(E)$ menggambarkan ketumpatan keadaan suatu permukaan geometri.

Dengan melihat Rajah 2 untuk subpermukaan $m = 1$, semua lengkung ketumpatan keadaan mengikut lengkung universal $2N_B(E)$ dan kemudian mula menyimpang pada tenaga $\approx 0.01 kT_c$ bergantung kepada nilai J_{10}/J . Dalam julat tenaga $0.01 - 0.08 kT_c$, ketumpatan keadaan menyimpang sedikit dari lengkung universal tetapi menyimpang semakin jauh pada tenaga yang tinggi. Untuk lapisan yang lebih dalam dengan $n = 2, 5$ dan 10 kita boleh lihat dengan jelas bahawa semua lengkung menghampiri lengkung bulk $N_B(E)$ (lihat Rajah 5). Untuk melihat bagaimana lengkung ketumpatan keadaan menyimpang dari lengkung universal $2N_B(E)$, kita lakarkan dalam Rajah 6 ketumpatan keadaan untuk nilai $J_{10}/J = 0.3$ bagi setiap julat lapisan $n = 1, 2, 5$ dan 10 melawan tenaga E dalam unit kT_c .

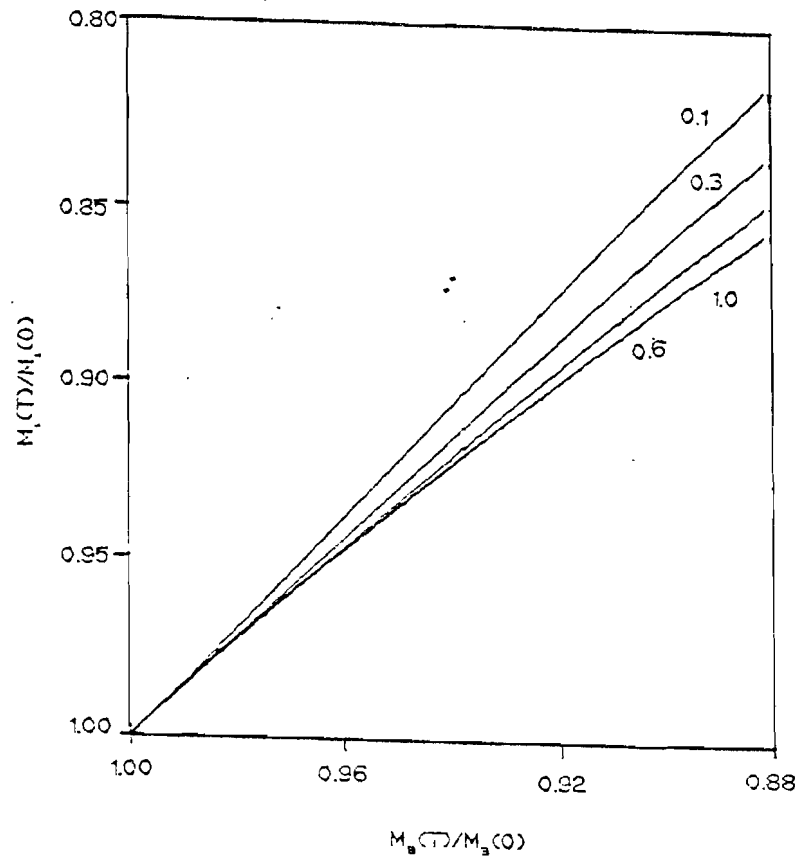
Untuk melihat bagaimana ketumpatan keadaan ini mempengaruhi hukum $T^{3/2}$, kita terpaksa mengira kemagnetan subpermukaan yang bersepadanan. Hal ini menjadi tujuan dalam seksyen yang berikut.

Dalam seksyen IV kita telah membincangkan ketumpatan keadaan gelombang spin di lapisan subpermukaan ferromagnet tetapi perbincangan kita tidak akan lengkap tanpa memeriksa perubahan kemagnetan $M(T)$ terhadap suhu. Untuk mengira $M_m(T)$, kita boleh gunakan (2) bagi mendapatkan dahulu sisihan spin yang bersepadanan. Kita jangkakan bahawa $M_m(T)$ akan berkurangan dengan suhu lebih cepat dari $M_B(T)$ bagi bulk dan mematuhi hukum $T^{3/2}$. Untuk mengujinya, kita lakarkan dalam Rajah 7 lengkung $M_m(T)$ melawan suhu T hingga $0.4 kT_c$ bagi lapisan $m = 1$ di bawah permukaan untuk $J_{10} = 0.1J, 0.3J, 0.6J$ dan $1.0J$ tetapi dengan $J_{00} = J$ dan $S_0 = S$. Jelas bahawa sisihan dari kemagnetan tepuan $1 - M_1(T)/M_1(0)$ bagi lapisan subpermukaan lebih besar dari sisihan bulk. Dari Rajah 7, $M_m(T)$ berubah dengan suhu T mengikut hukum kuasa sama seperti dalam bulk tidak jelas. Oleh itu, kita lakarkan dalam Rajah 8, $M_1(T)/M_1(0)$ lawan $M_B(T)/M_B(0)$ untuk berbagai nilai J_{10} tetapi dengan nilai tetap $J_{00} = J$ dan $S_0 = S$. Ini dapat dilihat dengan jelas dari Rajah 8, hukum $T^{3/2}$ dipenuhi dengan prafaktor $k = 1.6$ untuk $J_{10}/J = 0.1$. Walau bagaimanapun, untuk $J_{10}/J = 0.3, 0.6$ dan 1.0 , lengkung $M_1(T)$ tidak lagi merupakan garis lurus. Keadaan ini terjadi kerana bagi $J_{10} \approx 0$, lapisan $m = 1$ menjadi permukaan dan kita tahu bahawa kemagnetan di permukaan memenuhi hukum $T^{3/2}$ dengan baik apabila $B_s = 2B_B$. Tetapi untuk J_{10} yang "tidak kuat", lapisan kedua berubah dari

lapisan "permukaan" pada suhu yang sangat rendah (lihat ketumpatan keadaan awal) kepada lapisan bulk pada suhu yang tinggi. Oleh itu, ada perubahan kecerunan dari lapisan $m = 2$ kepada $m = 1$. Kita tidak mengira $M_m(T)$ bagi lapisan yang lebih dalam kerana dapat dilihat dengan jelas dari Rajah 6, ketumpatan keadaannya merupakan ketumpatan keadaan lapisan bulk.



Rajah 7. Kemagnetan subpermukaan $M_s(T)/M_s(0)$ melawan suhu T/T_c untuk subpermukaan $m = 1$ dengan tukar ganti permukaan-bulk $J_{10}/J = 0.1, 0.3, 0.6$ dan 1.0 .



Rajah 8. Kemagnetan subpermukaan $M_s(T)/M_s(0)$ melawan kemagnetan bulk $M_b(T)/M_b(0)$ untuk subpermukaan $m=1$ dengan tukar ganti permukaan-bulk $J_{s0}/J=0.1, 0.3, 0.6$ dan 1.0 .

VI. Kesimpulan

Kemagnetan di subpermukaan semi-infinit substrat ferromagnet pada umumnya memenuhi hukum $T^{3/2}$ dengan prefaktor B_{ss} bergantung pada tukar ganti permukaan dan kedudukan lapisan atom pada subpermukaan.

- [1]. Mathon J. dan Ahmad S. B, *Quasi-two-dimensional behavior of the surface magnetization in a ferromagnet with softened surface exchange*, Phys. Rev. B37 (1988), 660-663.
- [2]. Ahmad S.B., Mathon J. dan Phan M. S, *Pseudo $T^{3/2}$ law for magnetic surfaces, interfaces and superlattices*, J. De Physique 49 C8 (1988), 1639-1640.
- [3]. Pierce D. T, Celotta R. J, Unguris J dan Siegmann H. C, *Spin-dependent elastic scattering of electrons from a ferromagnetic glass, $Ni_{40}Fe_{40}B_{20}$* , Phys. Rev. B26 (1982), 2566-2574.
- [4]. Mauri D, Scholl D, Siegmann H. C dan Kay E, *Surface and thin film magnetism with spin polarized electrons*, Phys. Lett. 61 (1988), 758.
- [5]. Cunningham L. C, *Special points in the two-dimensional Brillouin zone*, Phys. Rev. B 10 (1974), 4988-4944.
- [6]. Ahmad S. B, *Theory of spin waves and the temperature dependence of the local magnetization for ferromagnetic surfaces, overlayers and interfaces*, Ph.D Thesis, the City University, London (1990), tidak diterbitkan.